

Approved For Release STAT  
2009/08/19 :  
CIA-RDP88-00904R000100120

Dec

Approved For Release  
2009/08/19 :  
CIA-RDP88-00904R000100120



Вторая Международная конференция  
Организации Объединенных Наций  
по применению атомной энергии  
в мирных целях

A/CONF/15/P/2227

USSR

ORIGINAL: RUSSIAN

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

О ДЕЛЕНИИ ЯДЕР  $\mu$ -МЕЗОНОМ

Д.Ф.Зарецкий

В в е д е н и е

Захват  $\mu$ -мезона на атомные оболочки, как известно, происходит каскадным путем (1). Заключительной стадией каскада является переход  $2p-1s$  в  $\mu$ -мезоатоме. При этом энергия перехода может быть либо передана  $\gamma$ -кванту, либо (в тяжелых элементах) отдана ядру. Вероятность безрадиационной передачи энергии ядру определяется, очевидно, квадратом дипольного матричного элемента перехода и должна быть поэтому простым образом связана с сечением фотоэффекта на соответствующем ядре. Поскольку время жизни мезона на  $k$ -орбите гораздо больше времени жизни компаунд-ядра, то следующий после перехода  $2p-1s$  этап процесса заключается в распаде возбужденного ядра. В частности, возможен процесс деления, если энергия перехода больше барьера для деления. Представляет также интерес дальнейшая судьба  $\mu$ -мезона после деления ядра. При этом возникают 2 возможности:

- 1)  $\mu$ -мезон после деления остается на тяжелом осколке и погибает в результате ядерного захвата;
- 2)  $\mu$ -мезон механизмом внутренней конверсии сбрасывается с возбужденного осколка.

В наиболее благоприятном случае, когда делительная ширина больше всех других ядерных ширин, возможен процесс катализа ядерного деления. Если число актов деления одним мезоном достаточно велико, можно получить заметный выигрыш энергии по сравнению с той, которая была затрачена на производство мезона в ускорителях.

25 YEAR RE-REVIEW

-2-

Необходимо сразу же отметить, что ядерное деление может произойти не только в результате безрадиационного возбуждения ядра, но также и после захвата  $\mu$ -мезона с  $K$ -орбиты. Экспериментально эти 2 механизма деления различаются тем, что в первом случае деление не сопровождается излучением  $\gamma$ -кванта, соответствующего  $2p-1s$  переходу.

Точный расчет всех этапов указанного процесса в настоящий момент невозможен ввиду недостатка экспериментальных данных и отсутствия удовлетворительной теории ряда важных этапов явления.

В этой работе производится оценка порядка величин различных эффектов, связанных с указанным процессом. В качестве примера рассматривается ядро  $U^{238}$ , так как для него имеется наибольшее число необходимых экспериментальных данных. Рассматривается также вопрос, как могут измениться полученные оценки при переходе к другим делящимся ядрам.

#### Оценка отношения вероятности безрадиационного возбуждения и вероятности высвечения

Для вычисления вероятности перехода необходимы волновые функции  $2p$  и  $1s$ -состояний  $\mu$ -мезоатома. Для оценок нерелятивистское приближение вполне достаточно. В этом приближении волновые функции  $\mu$ -мезона могут быть найдены решением уравнения Шредингера с потенциалом\*)

$$V(r) = \begin{cases} \frac{ze^2}{2R} \left( \frac{r^2}{R^2} - 3 \right) & r < R \\ -\frac{ze^2}{r} & r \geq R \end{cases}, \quad (1)$$

где  $ze$  — заряд,  $R$  — электромагнитный радиус ядра. Для отыскания волновых функций и энергии  $2p-1s$  перехода воспользуемся вариационным методом (3).

\*) Несферичностью ядра пренебрегаем. Учет несферичности в энергии перехода дает поправки того же порядка, что и релятивистские эффекты (2).

v2227

-3-

Радиальные части волновых функций в соответствующих состояниях будем искать в виде:

$$\psi_{1s}(r) = A e^{-\alpha r} (1 + \beta r); \quad \psi_{2p}(r) = B r e^{-\frac{\alpha r}{2}} (1 + \delta r), \quad /2/$$

где  $\beta$  и  $\delta$  — вариационные параметры; все длины изменяются в единицах  $\frac{\hbar^2}{\mu e^2} = 2,53 \cdot 10^{-11}$  см;  $\mu$  — масса мезона, равная 209 электронным массам.

Если принять  $R = 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ А}^{1/3}$ , то энергия перехода  $2p-1s$  в свинце (1) получается близкой к наблюдаемой (6 Мэв). Тогда для  $U^{238}$  энергия этого перехода оказывается равной 6,3 Мэв, а для других делящихся ядер близкой к этой величине.

Матричный элемент перехода мезона из состояния А в В, а ядра из состояния С в D можно записать в виде (4):

$$U_{AB;CD} = -\frac{1}{c} \int \vec{j}_{DB}(\vec{r}) \vec{A}_{CA}(\vec{r}) d\vec{r}, \quad /3/$$

где  $\vec{j}_{DB}$  — четырехмерный ток перехода;  $\vec{A}_{CA}$  — четырехмерный потенциал перехода.

В нерелятивистском приближении

$$U_{AB;CD} = -e^2 \sum_{i=1}^Z \int \frac{\varphi_C^* \varphi_A}{|\vec{r}_i - \vec{r}|} \psi_D^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_i \dots) \psi_B(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_i \dots) d\vec{r} d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_i \dots \quad /4/$$

Здесь  $\varphi_C(\vec{r})$  и  $\varphi_A(\vec{r})$  — волновые функции  $\mu$ -мезона;  $\psi_B(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_i \dots)$  и  $\psi_D^*(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_i \dots)$  — волновые функции ядра.

Интегрирование в /4/ производится по всем координатам нуклонов в ядре и координате  $\mu$ -мезона.

В дальнейшем знак суммирования по протонам  $\sum_{i=1}^Z$  для краткости будем опускать

$$U_{AB;CD} = -e^2 \int \frac{\varphi_C^*(\vec{r}) \varphi_A(\vec{r})}{|\vec{r}_i - \vec{r}|} \psi_D^*(\vec{r}_i) \psi_B(\vec{r}_i) d\vec{r} d\vec{r}_i \quad /4/$$

Известно следующее разложение

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}_i|} = \begin{cases} \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m'=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} r_i^{\ell} Y_{\ell m'}^*(\theta_i, \varphi_i) \frac{Y_{\ell m}(\theta, \varphi)}{r^{\ell+1}} & r > r_i \\ \sum_{\ell=0}^{\infty} \sum_{m'=-\ell}^{\ell} \frac{4\pi}{2\ell+1} r^{\ell} Y_{\ell m'}^*(\theta, \varphi) \frac{Y_{\ell m}(\theta_i, \varphi_i)}{r_i^{\ell+1}} & r_i > r \end{cases} \quad /5/$$

Для интересующего нас перехода  $2p-1s$  матричный элемент /4/ можно записать в виде:

$$U_{2p-1s; \vec{r}D} = -\frac{4\pi}{3} e^2 \left[ \int \psi_D^*(\vec{r}_i) \psi_B(\vec{r}_i) Y_{1m}(\theta_i, \varphi_i) \frac{d\vec{r}_i}{r_i^2} \int_0^{r_i} r^3 \varphi_{1s} \varphi_{2p} dr + \right. \\ \left. + \int \psi_D^* r_i \psi_B Y_{1m}(\theta_i, \varphi_i) d\vec{r}_i \int_{r_i}^{\infty} \varphi_{1s} \varphi_{2p} dr \right] \quad /6/$$

или

$$U_{2p-1s; \vec{r}D} = -\frac{4\pi e^2}{3} \left[ \int \psi_D^*(\vec{r}_i) \psi_B(\vec{r}_i) r_i Y_{1m}(\theta_i, \varphi_i) d\vec{r}_i \varphi(r_i) \right], \quad /6'/$$

$$\text{где } \varphi(r_i) = \frac{1}{r_i^2} \int_0^{r_i} r^3 \varphi_{1s} \varphi_{2p} dr + \int_{r_i}^{\infty} \varphi_{1s} \varphi_{2p} dr$$

Если бы  $\varphi(r_i)$  была константой, то матричный элемент /6'/ был бы пропорционален дипольному моменту перехода ядра из состояния С в Д. В действительности же расчет с волновыми функциями /2/ показывает, что  $\varphi(r_i)$  монотонно падает с ростом  $r_i$  примерно по закону  $a + b r_i^2$ , так что  $\varphi(R) \cong 0,5 \varphi(0)$ . Для  $U^{238}$  вычислить точно матричный элемент  $\langle D | r_i^3 Y_{1m}(\theta_i, \varphi_i) | B \rangle$  не представляется возможным. Поэтому для оценки матричного элемента /6'/ необходимо воспользоваться какой-либо моделью ядерного фотовозбуждения.

Если, например, возбуждение ядра происходит путем одночастичных переходов [модель Вилкинсона (5)] то следует ожидать, что будут существенны только такие матричные элементы, в которых радиальные волновые функции нуклонов либо вовсе не имеют узлов, либо числа узлов не меняются при переходе. Действительно, оценка Вилкинсона показывает, что около 70% сечения фотовозбуждения обусловлено переходами между состояниями, для которых волновые функции не имеют узлов. В этих случаях для всех  $r_i$  подинтегральные выражения в радиальных интегралах /6'/ будут  $\geq 0$ .

N 2227

-5-

Из этих соображений следует, что минимальную оценку матричного элемента можно получить, приняв  $\psi(r_i) \equiv \psi(R)$  во всем интервале  $r_i$ , а максимальную, полагая  $\psi(r_i) \equiv \psi(0)$ . Радиационная ширина уровня  $2p$  для интересующих нас  $\mu$ -мезоатомов  $\sim 1$  кэв. Расстояние между уровнями соответствующих компаунд-ядер для возбуждений около 6,3 Мэв порядка 1 эв. Это значит, что при  $\mu$ -мезонном переходе возбуждается сразу много уровней ядра. Поэтому выражение для вероятности перехода с возбуждением ядра можно записать в виде:

$$W_{\omega\delta} = \frac{2\pi}{(2I_B+1)\hbar} \left\langle \sum_{m_B} \sum_{m_D} |U_{2p-1s; \omega\delta}|^2 \right\rangle_{\text{ср}} \rho_D^{(4)}(E_\mu), \quad /7/$$

где  $\rho_D^{(4)}(E_\mu)$  - плотность уровней, которые возбуждаются в результате поглощения электрического дипольного кванта с энергией, равной энергии перехода  $\mu$ -мезона. Усреднение производится по всем таким уровням вблизи  $E_\mu$ .

Матричный элемент дипольного перехода можно представить в виде:

$$Q_{1,m} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} (-1)^{m_D} \left( I_B I_D m_B - m_D \middle| I_B I_D 1 m \right) Q_{1s1p}^{(4)}, \quad /8/$$

где  $Q_{1s1p}^{(4)}$  не зависит от проекции моментов  $m_B$  и  $m_D$ .  
Тогда:

$$\sum_{m_B} \sum_{m_D} |U_{2p-1s; \omega\delta}|^2 \cong \frac{4\pi}{3} e^2 |Q_{1s1p}^{(4)}|^2 A^2, \quad /9/$$

где константа  $A = \psi(R)$  для нижней оценки и  $A = \psi(0)$  для верхней.

Окончательно имеем

$$W_{\omega\delta} \cong \frac{8\pi^2 e^2}{3(2I_B+1)\hbar} A^2 |Q_{1s1p}^{(4)}|^2 \rho_D^{(4)}(E_\mu). \quad /10/$$

Для определения величины последних двух сомножителей воспользуемся данными о фотовозбуждении делящихся ядер. Предположим, что все сечение фотовозбуждения или, по крайней мере, значительная его часть обусловлено поглощением электрического дипольного

-5-

кванта. Такое предположение не противоречит данным об угловой анизотропии вылета осколков деления вблизи порога деления  $\text{Th}^{232}$  и  $\text{U}^{238}$  (6).

Сечение дипольного фотовозбуждения ядра имеет вид /7/

$$\sigma_r^{(4)} = \frac{8\pi^3}{3} \cdot \frac{\omega}{c} \left[ \langle |Q_{4,1}|^2 \rangle_{\text{cp}} + \langle |Q_{4,-1}|^2 \rangle_{\text{cp}} \right] S_D^{(4)}(E_\mu) \quad /11/$$

Усреднение матричных элементов производится в том же смысле, что и в /7/. Например, имеем

$$\langle |Q_{4,1}|^2 \rangle_{\text{cp}} = \frac{3}{4\pi} \langle (1_{\text{вД}} I_{\text{в}} - m_{\text{в}} | 1_{\text{вД}} | 1) | Q_{4,1}^{(4)} |^2 \rangle_{\text{cp}}.$$

В частном случае, когда спин начального ядра равен нулю,

$$\sigma_r^{(4)} = \frac{4\pi^2}{3} \cdot \frac{\omega}{c} \langle |Q_{4,0}^{(4)}|^2 \rangle_{\text{cp}} S_D^{(4)}(E_\mu). \quad /12/$$

Отсюда

$$W_{\text{всд}} \cong \frac{2e^2 \sigma_r^{(4)}}{\hbar \frac{\omega}{c}} A^2. \quad /13/$$

Вероятность радиационного высвечивания при  $2p-1s$  переходе равна

$$W_c = \frac{16\pi e^2}{9\hbar} \left( \frac{\omega}{c} \right)^3 \left[ \int_0^\infty \psi_{1s} \psi_{2p} r^3 dr \right]^2, \quad /14/$$

откуда

$$\frac{W_{\text{всд}}}{W_c} \cong \frac{9 \sigma_r^{(4)}}{\left( \frac{\omega}{c} \right)^4 8\pi} \cdot \frac{A^2}{\left[ \int_0^\infty \psi_{1s} \psi_{2p} r^3 dr \right]^2} \quad /15/$$

Полная ширина уровней в интересующей нас области энергии складывается из ширин деления, излучения нейтрона и радиационного высвечивания возбужденного ядра. Последнее, однако, маловероятно.

Порог для вылета нейтрона из  $\text{U}^{238}$  равен 6 Мэв. Отношение  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_\gamma}$

-7-

для интересующей нас энергии точно неизвестно. Можно только утверждать, что  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \sim 1$ . При несколько больших энергиях (около 8 Мэв) это отношение измерялось и оказалось равным 0,39 (8). Сечение фотоделения в интересующей нас области энергии имеет небольшой максимум вблизи 6 Мэв (6, 9). Сечение в максимуме  $\sim 12$  мб. Таким образом, не будет большой ошибки, если считать, что  $\sigma_{\delta}^{(4)} \sim 40$  мб.

Приняв эту цифру, получим

$$\frac{W_{\text{возб}}}{W_c} \cong 5 \div 20.$$

/16/

Возможен еще один процесс, на существование которого было указано А.Б.Мигдалом. Этот процесс заключается в обратной передаче возбуждения ядра мезону с переходом последнего из  $1s$  в  $2p$  - состояние. В приложении показано, что за время жизни составного ядра такой процесс может в среднем происходить  $\frac{1}{\sigma_D^{(4)} \bar{\Gamma}}$  раз, где  $\bar{\Gamma}$  - средняя полная ширина уровней возбужденного ядра. В случае  $U^{238}$   $\sigma_D^{(4)} \bar{\Gamma} \sim 1$  и этот процесс не играет существенной роли.

Ситуация несколько хуже для  $Th^{232}$ , так как  $\sigma_D^{(4)}$  и  $\bar{\Gamma}$  в этом случае меньше, чем для  $U^{238}$ . Учет этого процесса, очевидно, уменьшит отношение  $\frac{W_{\text{возб}}}{W_c}$  по сравнению с /15/.

Сравнение нейтронных и делительных ширин, произведенное выше, показывает, что катализ деления ядра  $U^{238}$   $\mu$ -мезоном маловероятен. В то же время процесс безрадиационного возбуждения более вероятен, чем радиационный переход.

Это, однако, не исключает того, что другие делящиеся ядра имеют более благоприятное соотношение ширин.

Например, известно, что сечения фотоделения  $U^{233}$  и  $Pu^{239}$  раза в 3 больше, чем для  $U^{238}$  (10).

Срыв  $\mu$ -мезона в процессе деления и с  
возбужденного осколка

Выброс мезона в процессе деления, по-видимому, событие маловероятное. В этом можно убедиться, сравнив скорость разлета осколков со скоростью  $\mu$ -мезона на тяжелом осколке.

Энергия связи  $\mu$ -мезона на осколке с  $A \sim 132$  и  $Z \sim 50$



-8-

составляет около 5 Мэв (3). Отсюда следует, что  $v_\mu \sim 0,3$  С. В то же время скорость разлета осколков не превышает 0,1 С.

Другой возможный путь выброса  $\mu$ -мезона связан с механизмом внутренней конверсии с возбужденного осколка.

Коэффициент внутренней конверсии можно оценить по нерелятивистским формулам, полученным без учета конечных размеров ядра (11). Оценки показывают, что коэффициент конверсии электрического диполя для средней энергии возбуждения осколка  $\sim 10$  Мэв  $< 1$ . Это значит, что выброс  $\mu$ -мезона не может конкурировать с излучением первого нейтрона из осколка.

Коэффициент конверсии в случае возбуждений, близких к энергии связи  $\mu$ -мезона ( $\sim 5$  Мэв), оказывается порядка 10. Энергия связи второго нейтрона в осколке также  $\sim 5$  Мэв (12). Это означает, что выброс  $\mu$ -мезона возможен при тех же возбуждениях, что и вылет второго нейтрона. Можно очень грубо оценить верхний предел вероятности выброса  $\mu$ -мезона, приняв во внимание, что этот процесс конкурирует с вылетом второго нейтрона.

Действительно, радиационные ширины вблизи энергии связи нейтрона  $\sim 0,1$  эв, тогда конверсионная ширина 1 эв. Нейтронные ширины вблизи энергии связи не больше этой величины. Если далее предположить, что вылет второго нейтрона равновероятен с обоих осколков, то верхний предел вероятности выброса  $\mu$ -мезона с осколка равен  $\frac{\sqrt{2}}{2}$ . Для  $U^{238}$  эта величина порядка 1/4, а в случае  $Pu^{240} \sim 1/2$ .

### Выводы

Известна лишь одна работа, где исследовалось деление урана  $\mu$ -мезонами (13). Эта работа проводилась с фотопластинками и носит в основном качественный характер. Вероятность деления на один  $\mu$ -мезон, захваченный атомом урана, согласно этой работе равна  $0,15 \pm 0,06$ . Эта величина не противоречит нижней оценке (16). Однако нужно иметь в виду, что возможно также деление после ядерного захвата  $\mu$ -мезона. Поэтому надо различать интересующий нас процесс деления по антисовпадению с  $\gamma$ -квантом мезонного перехода.

Результаты опытов показывают, что процесс катализа ядерного деления в уране и, по-видимому, также в тории, маловероятен. Это,

N 2227

-9-

однако, не исключает возможности катализа для других делящихся элементов. Может оказаться, что для других элементов соотношение ядерных ширин более благоприятно, чем в случае  $U^{238}$ , а вероятность конверсии  $\mu$ -мезона с осколка больше.

Более определенных выводов сделать нельзя до тех пор, пока не будут проведены соответствующие эксперименты. Возможен, например, такой эксперимент.

Пластика делящегося вещества облучается потоком отрицательных  $\mu$ -мезонов. Толщина этой пластики должна быть, очевидно, больше длины трека мезона в ней, но меньше нейтронного пробега. Измеряется число нейтронов, рождающихся на один мезон в падающем потоке.

Помимо возможности катализа ядерного деления, рассмотренный выше процесс представляет самостоятельный интерес, во-первых, потому, что деление происходит в результате чисто электрического дипольного возбуждения. При фотоэффекте всегда могут присутствовать магнитное дипольное и квадрупольное возбуждения. Кроме того, фотоэффект всегда изучается в непрерывном спектре тормозного излучения  $\gamma$ -квантов. В нашем же случае возбуждение соответствует одной энергии.

Во-вторых, изучение конверсии  $\mu$ -мезона с осколка может дать сведения об остаточном возбуждении осколка после вылета первого нейтрона.

В-третьих, представляет интерес изучение радиационных спектров тяжелых  $\mu$ -мезоатомов, так как известные данные (1) ограничиваются  $\mu$ -мезовисмутом.

-10-

ПриложениеОценка вероятности обратного перехода  
мезона в  $2p$  -состояние

Вероятность перехода из ядерного состояния  $D$  в  $C$  и мезона из  $1s$  в  $2p$  запишется в виде:

$$W_{DC; 1s-2p} = \frac{2\pi}{\hbar} |U_{2p-1s; CD}|^2 \delta(E_C + E_{\mu} - E_D - E_{1s}), \quad (D, 1)$$

где  $U_{2p-1s; CD}$  - матричный элемент (6);  $E_C, E_{\mu}, E_D$  и  $E_{1s}$  - энергии соответствующих состояний. При переходе мезона  $2p-1s$  возбуждается число уровней, равное  $\rho_D^{(4)} \Delta E$ , где  $\Delta E$  - полная ширина  $2p$  - состояния:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{рад}} + \Delta E_{\text{дезрад}}.$$

Для того, чтобы получить вероятность обратного перехода, необходимо усреднить  $(D, 1)$  по всем уровням ядра в интервале  $\Delta E$

$$\overline{W}_{DC; 1s-2p} = \frac{2\pi}{\hbar \rho_D^{(4)} \Delta E} \sum_D |U_{2p-1s; CD}|^2 \delta(E_C + E_{\mu} - E_D - E_{1s}).$$

Переходя от суммирования к интегрированию, получим

$$\overline{W}_{DC; 1s-2p} = \frac{2\pi}{\hbar \Delta E} |U_{2p-1s; CD}|^2 = \frac{\Delta E_{\text{дезр}}}{\hbar \rho_D^{(4)} \Delta E}. \quad (D, 2)$$

Ширина, соответствующая вероятности  $(D, 2)$ , принимая во внимание, что  $\Delta E_{\text{дезр}} \ll \Delta E$ , равна  $\Gamma_{\mu} \approx \frac{1}{\rho_D^{(4)}}$ . Для  $U^{238}$  при интересующих нас возбуждениях  $\rho_D^{(4)} \sim 1$  эв. Делительная ширина, по-видимому, порядка нескольких десятых эв, тогда полная средняя ширина уровней ядра  $\bar{\Gamma} \sim 1$  эв. Отсюда видно, что  $\Gamma_{\mu} \sim \bar{\Gamma}$ .

Такое соотношение ширины не может существенно повлиять на результаты (16).

N 2227

-J

## Л и т е р а т у р а

1. Fitch V.L., Rainwater J., Phys. Rev., 1955, 92, 789
2. Wilets L., Mat.-fys., 1954, Medd. 29, №3
3. Flüge S., Zickendraht W., Zeit. für Phys., 1955, Bd. 143,
4. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б., "Квантовая электродинамика"
5. Wilksinson D., Physica, 1956, 11
6. Winhold E.J., Halpern I., Phys. Rev., 1956, 103, 990
7. Блатт, Вайскопф В. "Теоретическая ядерная физика", ИИЛ, М.,  
1954
8. Duffield R.B., Huizeuga J.R., Phys. Rev., 1953, 89, 1042
9. Schmitt R.A., Duffield R.B., Phys. Rev., 1957, 105, 1277
10. Proc. of the Symp. on the Phys. of Fiss., Chalk Riv., Canada:  
May, 1956
11. Невв М.Н., Uhlenbeck G.E., Physica V, 1938, 605
12. Leachman R.B., Phys. Rev., 1956, 101, 1005
13. John W., Fry W.F., Phys. Rev., 1954, 91, 1234